

01; 06.2; 11

© 1990

ВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИИ В ТЕПЛОМ ПИКЕ НА РАЗРУШЕНИЕ
МЕТОДОВ АНАЛИЗА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ
ПО ГЛУБИНЕ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ ИОННОЕ ТРАВЛЕНИЕ

М.П. В а т н и к, Ю.В. Т р у ш и н

Для определения профилей концентрации примеси по глубине образца применяют различные методы, использующие ионное травление с последующим (или одновременным) анализом поверхности методами ВИМС, электронной Оже-спектроскопии и т. п. Однако в процессе распыления поверхности в образце может происходить массоперенос, что приводит к искажению исходного профиля распределения примеси и ухудшению разрешающей способности метода. Наиболее очевидными механизмами массопереноса являются баллистическое перемешивание и радиационно-ускоренная диффузия. Последний механизм реализуется при достаточно высоких температурах, когда дефекты подвижны. Традиционно считалось, что при низких температурах (например, при комнатной температуре для кремния, германия, арсенида галлия) массоперенос идет только за счет баллистических процессов. Однако, как показано в работах [1, 2], расчеты, основанные на чисто баллистической модели, находятся в явном противоречии с результатами экспериментов. Для объяснения этого эффекта привлечена модель термической диффузии в тепловом пике [3]. Согласно этой модели, диффузант, находящийся в зоне локального разогрева, вызванного движением высокоэнергетических частиц (теплового пика), может совершить несколько скачков за время существования этого теплового пика.

Аналитические выражения для скорости протекания термоактивированных процессов в тепловом пике получены в работе [4]. В работах [5, 6] методом молекулярной динамики проводилось моделирование на ЭВМ релаксации каскадной области на стадии теплового пика. В этих работах показано, что число атомных смещений, происшедших на этой стадии, превышает количество баллистически смещенных атомов. Авторы [1, 2] рассмотрели перемешивание за счет тепловых пиков при больших энергиях первичных ионов, когда их пробег велик, как по сравнению с характерным размером теплового пика, так и с толщиной распыленного слоя вещества. В этом случае число атомных смещений линейно растет с дозой облучения.

В настоящей работе исследуется перемешивание в тепловых пиках при ионном травлении. В этом случае энергия первичных ионов E_0 составляет, как правило, 0,5–10 кэВ, а размер теплового пика близок к проецированному пробегу иона и составляет несколько параметров решетки. Обычно эта величина много меньше толщины стравленного при исследовании слоя. По мере травления пер-

воначально покоящийся атом примеси (диффузант) приближается к распыляемой поверхности и попадает в область, где время от времени подвергается воздействию тепловых пиков. Обозначим через φ среднее число диффузионных скачков атома под действием этих пиков за время t_0 от начала травления до выхода диффузанта на поверхность. Диффузионная длина Δ связана с φ соотношением

$$\Delta^2 = \alpha^2 \varphi, \quad \alpha \sim \Omega^{1/3}, \quad (1)$$

где Ω – атомный объем, α – межатомное расстояние. Именно диффузионная длина – мера размытия тонкого примесного слоя – характеризует влияние массопереноса на разрешение указанных выше методов. Величина φ определяется количеством тепловых пиков, воздействовавших на диффузант, и числом скачков диффузанта в этих тепловых пиках. Обозначим через x расстояние от диффузанта до стравливаемой поверхности, через R – „прицельный параметр“ первичного иона (см. рисунок), через $P(x, R)$ – среднее число скачков диффузанта под действием теплового пика. Тогда частота скачков диффузанта на глубине x под действием потока ионов, падающих на поверхность с плотностью j , будет

$$\omega(x) = 2\pi j \int_0^{\infty} R P(x, R) dR. \quad (2)$$

Предположим, что $\Delta \ll x_0$ (x_0 – начальная глубина диффузанта). Тогда

$$\varphi = \int_0^{t_0} \omega[x(t)] dt = \int_0^{x_0} \omega(x) \frac{dx}{v}, \quad (3)$$

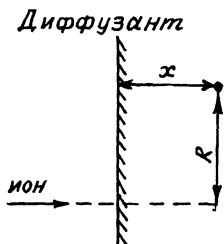
где v – скорость травления, которая полагается постоянной и может быть выражена через коэффициент распыления Y следующим образом:

$$v = j Y \Omega. \quad (4)$$

Если в начальный момент времени диффузант находился достаточно далеко от поверхности и не испытывал воздействия тепловых пиков, то верхний предел интегрирования в выражении (3) можно заменить на бесконечность. Тогда имеем

$$\varphi = \frac{2\pi}{\Omega Y} \int_0^{\infty} R dR \int_0^{\infty} dx P(R, x) = \frac{1}{\Omega Y} \int_V P(R, x) dV, \quad (5)$$

где интеграл берется по всему объему V образца.



Рассмотрим релаксацию энергии в одном отдельно взятом тепловом пике. Предположим, что тепловой пик можно описать пространственно-временным распределением температуры $T(x, R, \tau)$, где τ - время, отсчитанное от момента возникновения теплового пика. Частоту скачков диффузанта можно описать уравнением Аррениуса

$$\nu(x, R, \tau) = \nu_0 \exp\left[-\frac{Q}{kT(x, R, \tau)}\right]. \quad (6)$$

Здесь Q - энергия активации диффузии, k - постоянная Больцмана, ν_0 - постоянная, которая предполагается близкой к дебаевской частоте ν_D . Тогда для отдельно взятого теплового пика среднее число скачков диффузанта имеет вид

$$\rho(R, x) = \int_0^{\infty} \nu_0 \exp\left[-\frac{Q}{kT(x, R, \tau)}\right] d\tau. \quad (7)$$

Для того, чтобы получить в явном виде выражение для $T(x, R, \tau)$, рассмотрим модель релаксации теплового пика, базирующуюся на следующих предположениях.

1. Поток ионов не слишком велик, так что окрестность диффузанта успевает „остыть“ за время между двумя тепловыми пиками, и поэтому их перекрытием можно пренебречь.

2. В момент времени $\tau=0$ источник тепла распределен вдоль траектории иона, а в направлении, перпендикулярном траектории, распределение тепла имеет нулевой разброс.

3. Распределение тепла вдоль траектории определяется средними потерями ε энергии иона E на единицу длины

$$\varepsilon(E) = -\frac{\partial E}{\partial \eta}, \quad (8)$$

где η - координата вдоль траектории иона.

4. Траектория представляет собой ломаную линию, но тепловые поля от нескольких ее участков не перекрываются.

С учетом этих предположений пространственно-временное распределение тепла можно записать в координатах η и s (s - расстояние до траектории) в виде [3]:

$$T(\eta, s, \tau) = \frac{\varepsilon[E(\eta)]}{4\pi\kappa\tau} \exp\left(-\frac{cs^2}{4\kappa\tau}\right). \quad (9)$$

Здесь c - теплоемкость единицы объема, κ - решеточная теплопроводность образца мишени. Плотность энергии в тепловом пике составляет величину порядка нескольких электронвольт на атом. При столь высоких температурах теплопроводность можно считать не зависящей от температуры (см. [7]): $\kappa \approx \frac{1}{3}c\mu\Omega^{1/2}$, (10)

где u – скорость звука в образце. Выражение (10) является следствием того, что при таких температурах длина пробега фоонов уменьшается до величин порядка параметра решетки. Кроме того, при достаточно высоких температурах [8]

$$c \approx \frac{3k}{\Omega}. \quad (11)$$

Согласно [4], среднее число скачков на единицу длины траектории в тепловом поле (9) имеет вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = \frac{\nu_0 \varepsilon^2 [E(\eta)]}{8\pi \chi c (Q/k)^2}. \quad (12)$$

Для нахождения φ проинтегрируем (12) по длине траектории:

$$\varphi = \int_0^{\eta_{\max}} \frac{\nu_0 \varepsilon^2 [E(\eta)]}{\gamma \Omega 8\pi \chi c (Q/k)^2} d\eta = \int_0^{E_0} \frac{\nu_0 \varepsilon(E) dE}{\gamma \Omega 8\pi \chi c (Q/k)^2}. \quad (13)$$

Величина ε складывается из двух компонент потерь – ядерной ε_n и электронной ε_e . При энергиях порядка 1 кэВ (см. [9])

$$\varepsilon_e \ll \varepsilon_n, \quad \varepsilon \approx \varepsilon_n \approx A E^B, \quad B \sim 0.5. \quad (14)$$

Поскольку, как правило, доля энергии E_0 первичного иона, идущая на дефектообразование, мала, предположим, что вся энергия E_0 переходит в тепло. Тогда, используя (13), (14), получим

$$\varphi = \frac{\nu_0 A E_0^{B+1}}{(B+1) \gamma \Omega \cdot 8\pi \chi c (Q/k)^2} = \frac{\nu_0 \varepsilon(E_0) E_0}{(B+1) \gamma \Omega 8\pi \chi c (Q/k)^2}. \quad (15)$$

Считая, что $\nu_0 \sim \nu_D$ и $u \sim \nu_D \Omega^{1/3}$, получим с учетом (1), (10), (11)

$$\varphi = \frac{\varepsilon(E_0) E_0 \Omega^{1/3}}{24\pi (B+1) \gamma Q^2}, \quad (16)$$

$$\Delta^2 = \frac{\varepsilon(E_0) E_0 \Omega}{24\pi (B+1) \gamma Q^2}. \quad (17)$$

Приведем численную оценку величин φ и Δ по (16), (17) для мишеней типа Si , Ge , $GaAs$. Для этих веществ $\Omega \sim 20 \text{ \AA}^3$, а энергия активации Q для диффузионных процессов составляет несколько электронвольт. При бомбардировке таких мишеней тяжелыми ионами с энергией 1 кэВ $\gamma \sim 1$, а ε – порядка десятков эВ/А [9, 11]

Тогда, взяв $Q=3$ эВ и $E=20$ эВ/А, получим $\varphi=50$ скачков, $\Delta=20$ А.

Как видно, диффузия в тепловых пиках может оказывать заметное влияние на разрешение методов, использующих ионное травление. Величина Δ может достигать значений порядка пробега первичного иона, что больше разрешения по глубине методов анализа поверхности, например, электронной Оже-спектроскопии [11]. Заметим, что достаточно сильные предположения, сделанные при выводе выражений (15-17), определяют их качественный характер. Для более аккуратного рассмотрения необходимо использование ЭВМ.

Термическая диффузия в тепловых пиках делает возможной адсорбцию Гиббса при низкотемпературном распылении $GaAs$, наблюдавшуюся в работе [12].

Авторы благодарят Б.Я. Бэра за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] K i m S.J., N i c o l e t M.-A., A v e r b a c k R.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 2. P. 154-156.
- [2] K i m S.J., N i c o l e t M.-A., A v e r b a c k R.S. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 1. P. 38-49.
- [3] Л и ф ш и ц И.М., К а г а н о в М.И., Т а н а т а р о в Л.В. // Атомная энергия. 1959. Т. 6. № 9. С. 391-402.
- [4] V i n e y a r d G.H. // Rad. Eff. 1976. V. 29. N 4. P. 245-248.
- [5] G u i n a n M.W., K i n n e y J.H. // J. Nuclear Mater. 1981. V. 104, P. 1319-1324.
- [6] R u b i a T.D. d e l a, A v e r b a c k R.S., B e n e d e k R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 17. P. 1930-1933.
- [7] К а т и н В.В., М а р т ы н е н к о Ю.В., Я в л и н с к и й Ю.Н. // Препринт ИАЭ, № 4661/6. М., 1988.
- [8] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. Изд. 3-е. М.: Наука, 1976. 583 с.
- [9] К а л и б и ц е р С., Э ц м а н н Х. В кн.: Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы. М.: Мир, 1980. С. 65-91.
- [10] Р и с с е л Х., Р у г е И. Ионная имплантация. М.: Наука, 1983. 360 с.
- [11] В е н е р Г. В кн.: Методы анализа поверхностей. М.: Мир, 1979. С. 18-59.
- [12] Н о l l o w a y Р.Н. // Appl. Surf. Sci. 1986. V. 26. N 4. P. 550-560.